мере существует возможность для образования некоторого количества близкой к гомогенной или квазигомогенной взрывчатой смеси. Вблизи зоны реакции в области высоких температур ($T \geqslant 2000°$ K) скорости химических реакций весьма велики и накапливание здесь сколь-нибудь значительного количества реакционноспособной гомогенной смеси маловероятно. Однако при относительно низких температурах ($T \leqslant 1000°$ K) в подготовленной гомогенной или квазигомогенной смеси в соответствии с данными, полученными в настоящей работе, в условиях высоких давлений возникают волны сжатия с достаточно большими амплитудами. В этом случае при выполнении определенных фазовых соотношений в технических устройствах может возникнуть высокочастотная неустойчивость.

Поступила в редакцию
24/XII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Л. Подгребенков, Б. Е. Гельфанд и др. Докл. АН СССР, 1969, **184**, 4.
2. С. Г. Зайцев, Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1958, **122**, 6; Тр. Одесского гос. ун-та, 1962, **152**, 8 (30).
3. В. В. Воеводский, Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1964, **154**, 6.
4. Р. И. Солоухин. ПМТФ, 1964, 4.
5. А. А. Борисов, С. М. Когарко. Изв. АН СССР, ОХН, 1960, 8.
6. М. П. Вукалович и др. Термодинамические свойства газов. М., «Машгиз», 1953.
7. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
8. R. S. Levine. 10-th Symposium on Combustion, 1964.
9. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. Докл. АН СССР, 1970, **190**, 3.

УДК 537.84

О СОБСТВЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ

Н. И. Кидин, В. Б. Либрович

(Москва)

В последнее время публикуется много теоретических и экспериментальных исследований взаимодействия электрических полей с пламенами [1—5]. Повышенный интерес к этому вопросу связан с тем, что электрическое поле является удобным средством воздействия на пламя для управления скоростью горения и исследования структуры пламен и кинетики химических реакций горения.

Существующий экспериментальный материал свидетельствует о том, что электрическое поле влияет на пламя по разному в зависимости от условий проведения опыта. Предлагавшиеся теоретические модели явлений [2—5] носили приближенный характер и не объясняли все наблюдавшиеся эффекты.

В этой работе рассматриваются электрические свойства, присущие самому пламени. Известно, что в большинстве пламен, в частности при горении углеводородных топлив, существует значительная ионизация, вызываемая химическими реакциями (хемоионизация). Концентрация ионов в пламени, по данным многих авторов [6—10], на много порядков превышает концентрации, которые должны были быть при чисто тепловом механизме ионизации (равновесной ионизации). В распределении ионов и электронов в пламени главную роль играют процессы диффузии, поскольку в пламенах на небольших расстояниях существуют большие перепады температуры, концентраций ионов и электронов. Диффузия электронов и ионов при этом происходит по разному из-за большого отличия в их подвижностях, что приводит к наведению в пламени электрического поля.

Общие физические представления

Экспериментальные данные по ионизации в пламенах дают для углеводородных пламен значение ионной плотности при различных условиях горения $10^{12} \div 10^{13}$ см$^{-3}$. Типичные результаты измерения ионизации в различных пламенах при резко отличающихся друг от друга условиях горения можно найти в работах [6—10]. Равновесная концентрация ионов, подсчитанная по уравнению Саха, при нормальных условиях горения по порядку величины равна $10^7 \div 10^8$ см$^{-3}$, т. е. на 4—5 порядков меньше измеренных. Согласно существующим представлениям, ионизация возникает в основном в результате бимолекулярных стадий цепных химических реакций (ассоциативная ионизация) и поэтому максимальная концентрация ионов в пламени не изменяется заметным образом при изменении давления [6—8]. Равновесная ионизация, связанная с тримолекулярными процессами рекомбинации, напротив, является функцией давления — при увеличении давления термическая ионизация подавляется. В связи с этим при высоких давлениях различие между хемоионизацией и термической ионизацией возрастает.

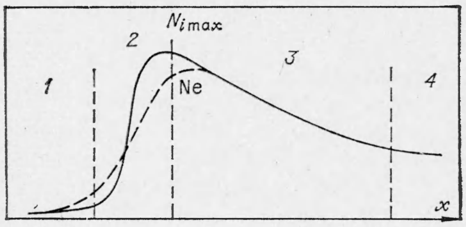

Рис. 1.

Пространственное распределение ионов в пламени поясняется рис. 1, на котором схематически изображены распределения ионов и электронов. В холодном газе (область *1*) ионизация практически отсутствует. В области *2*, ширина которой по порядку величины равна тепловой ширине пламени, т. е. $\sim \frac{\varkappa}{u}$, где $\varkappa$ — температуропроводность газа, u — нормальная скорость распространения пламени, происходит резкое увеличение ионной плотности до максимального значения, достигаемого в зоне интенсивной химической реакции, в которой генерируются ионы. Образующиеся ионы сносятся потоком газа в область *3*, где происходит их рекомбинация. В конце концов концентрация ионов стремится к термически равновесной вдали от фронта пламени (область *4*). Из рисунка видно, что максимальный градиент ионной концентрации имеет место в области *2*. Градиент по порядку величины можно оценить как

$$\alpha_2 = \frac{uN_{i\,\max}}{\varkappa},$$

где $N_{i\,\max}$ — максимальная концентрация ионов, достигаемая в области *2*. Если принять скорость пламени равной $\sim 10^2$ см/с, коэффициент температуропроводности $\varkappa \simeq 0{,}5$ см^2/с, $N_{i\,\max} \sim 10^{12}$ см$^{-3}$, то для градиента концентрации ионов $\alpha_2 \sim 10^{14}$ см$^{-4}$.

Оценим градиент концентрации в области рекомбинации *3* по формуле

$$\alpha_3 \sim \frac{N_{i\,\max}}{u\tau},$$

где τ — характерное время рекомбинации. По данным ряда авторов [6—8] $u\tau \sim 1$—10 см, что дает значение градиента концентрации ионов в области *3* на несколько порядков меньшее, чем в области *2*.

Поскольку с давлением τ уменьшается и одновременно примерно в той же степени, т. е. пропорционально давлению, растет массовая скорость распространения пламени (при слабой зависимости от давления линейной скорости), то соотношение между градиентами концентраций ионной плотности в областях *2* и *3* сохраняется в широком интервале давлений.

Штрихом на рис. 1 показано распределение концентрации электронов в пламени. В области *2* распределение электронов существенно отличается от распределения ионов вследствие того, что подвижность легких электронов во много раз превышает подвижность тяжелых ионов. Поэтому распределение электронов в пламени более растянуто. Таким образом, в пламени возникает распределенный объемный заряд и соответствующее ему электрическое поле, которое препятствует дальнейшему разделению электронов и ионов. Фактически образующееся электрическое поле приводит к тому, что после первоначального разделения электроны и ионы диффундируют вместе (так называемая амбиполярная диффузия [11]).

Как заметил Ю. П. Райзер, для оценки величины напряженности электрического поля по порядку величины можно использовать следующие соображения. Поскольку энергия электрического поля возникает из-за теплового движения частиц, которое определяет процессы диффузии, то потенциал электрического поля должен быть $\sim kT_b$, а напряженность поля

$$E \sim \frac{kT_b}{x_* e^-},$$

где T_b — температура пламени; x_* — характерное расстояние, на котором происходит разделение зарядов; k — постоянная Больцмана; e^- — заряд электрона. Заметим, что в пламени присутствует значительное количество электронов с температурой, в несколько раз превышающей температуру молекул и ионов [2, 6—8], и поэтому потенциал может превышать kT_b. Расстояние x_* зависит от соотношения между тепловой шириной фронта пламени и дебаевским радиусом действия электрических сил образующейся плазмы. В дальнейшем будет использоваться следующее определение дебаевского радиуса в пламени

$$d^{-2} = \frac{4\pi N_i (e^-)^2}{kT},$$

где N_i — концентрация ионов в пламени; T — температура. Следует отметить, что d не совсем обычный дебаевский радиус, поскольку в него входит не термодинамически равновесная концентрация ионов, а величина N_i, обусловленная хемоионизацией. Величина d различна в разных точках фронта пламени и достигает минимального значения в зоне горения. За характерную величину дебаевского радиуса возьмем наименьший по пламени электрический размер

$$d_b^{-2} = \frac{4\pi N_{i\,\max} (e^-)^2}{k (T_b - T_0)}.$$

Этот параметр, как будет видно в дальнейшем, естественным образом возникает в основной системе уравнений. Так как d_b определяется через $N_{i\,\max}$ и температуру пламени T_b, то в случае, если $N_{i\,\max}$ не зависит от давления, характерный дебаевский радиус также от давления не зависит.

Когда характерная ширина фронта пламени $\varkappa/u$ меньше дебаевского радиуса, разделение зарядов ограничивается действием электрических сил и $x_* \sim d_b$. Если же имеет место обратное соотношение, то распределение электрического заряда определяется диффузией ионов и $x_* \sim \frac{\varkappa}{u}$. Переход от одного случая к другому может происходить при изменении давления (с увеличением давления тепловая ширина фронта пламени уменьшается) либо при изменении состава и вида горючей смеси (изменение $N_{i\,\max}$).

Решение задачи в этих двух предельных случаях должно проводиться по отдельности, при этом основная система уравнений соответствующим образом упрощается.

Постановка задачи. Основные уравнения

В качестве основных уравнений возьмем одномерные уравнения теплопроводности и диффузии заряженных частиц, в которых учитывается влияние электрического поля на процессы переноса, а также уравнение Пуассона для напряженности электрического поля. В системе координат, связанной с фронтом пламени, эти уравнения, записанные в дивергентной форме, имеют следующий вид:

$$
\begin{aligned}
&\frac{d}{d\xi}\left[\lambda\frac{dT}{d\xi} - \rho u c_p T\right] + Q_0 W_0 - Q_1 W_1 + \sigma E^2 = 0,\\
&\frac{d}{d\xi}\left[\rho D_i\frac{dn_i}{d\xi} - \rho u n_i - \rho\mu_i n_i E\right] + W_1 = 0,\\
&\frac{d}{d\xi}\left[\rho D_e\frac{dn_e}{d\xi} - \rho u n_e + \rho\mu_e n_e E + k_T\rho D_e\frac{n_e}{T}\frac{dT}{d\xi}\right] + W_1 = 0,\\
&\frac{dE}{d\xi} = 4\pi\rho e^-(n_i - n_e),
\end{aligned}
\tag{1}
$$

$$p = \rho R^0 T = \text{const}, \quad \rho u = \text{const}.$$

Индексы i и e внизу относятся к ионам и электронам соответственно.

Граничные условия:

$$
\begin{aligned}
&\xi = -\infty, \quad T = T_0, \quad n_i = n_e = 0, \quad E = 0,\\
&\xi = \infty, \quad \frac{dT}{d\xi} = 0, \quad n_i = n_e = n_{i_b}.
\end{aligned}
\tag{2}
$$

Здесь u — скорость, ρ, p — плотность и давление газа, λ, D, k_T, δ, μ — коэффициенты теплопроводности, диффузии, термодиффузии, электропроводности и подвижности, n_i и n_e — относительные концентрации ионов и электронов, R^0 — газовая постоянная, W_0 и W_1 — скорости химических реакций горения и ионообразования, имеющие тепловые эффекты Q_0 и Q_1 соответственно.

Концентрация n_{i_b}, входящая в граничные условия (2), соответствует максимальной концентрации ионов в зоне горения. Таким образом, пренебрегается уменьшением концентрации заряженных частиц в продуктах сгорания, так как градиент концентрации электронов и ионов в области *3* много меньше, чем в области *2*, и поляризация, возникающая в зоне продуктов сгорания, ничтожна по сравнению с той, что может возникнуть в зоне *2*.

Последний член в уравнении теплопроводности описывает выделение джоулева тепла в силу того, что при ионизации в пламени возникает электрический ток. Оценки показывают, что при концентрации электронов 10^{12} см$^{-3}$ и $E \sim 1$ кв/см получается $\delta E^2 \sim 10^8$ эрг/(см$^3\cdot$с). Типичная скорость тепловыделения в химических реакциях горения составляет $\sim 10^{10}$ эрг/(см$^3 \cdot$с), т. е. джоулева добавка невелика по сравнению с теплом, выделяющимся в основных химических реакциях. При тех же значениях электронной плотности и напряженности электрического поля плотность тока на единицу поверхности пламени составляет $j = \delta E \sim \sim 10^{-2}$ А/см^2.

Считая в дальнейшем, что $Q_1 W_1 \ll Q_0 W_0$, т. е., полагая суммарный тепловой эффект реакций ионообразования малым по сравнению с тепловыделением в основных реакциях горения (поскольку относительные концентрации ионов, электронов и радикалов ничтожны по сравнению с концентрациями основных компонент), будем пренебрегать членами $Q_1 W_1$ и δE^2. Тогда задача разделяется и в ионно-электронной задаче можно считать распределение температуры известным из теории горения и, следовательно, известны λ, D, ρ. В этом первом приближении температура продуктов горения определяется концентрацией основного горючего компонента и тепловым эффектом основных химических реакций горения; в дальнейшем будем считать ее известной и обозначим $T_b = T(\infty)$.

В уравнениях диффузии системы (1) учитывается также термодиффузия электронов, как существенно более легких частиц. Вычитая из второго уравнения системы (1) третье и интегрируя от $-\infty$ до $+\infty$, получим с учетом граничных условий (2)

$$E(+\infty) = 0, \tag{3}$$

что естественно, так как появление электрического поля при $\xi = \infty$ требовало бы затраты бесконечно большой энергии.

В дальнейшем будем предполагать, что и коэффициент диффузии ионов величина того же порядка, что и коэффициенты диффузии основных компонент; коэффициент же диффузии электронов в $1/\varepsilon$ раз больше

$$\frac{D_i}{D_e} = \varepsilon = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \tag{4}$$

$\left(\frac{m_e}{m_i}\right.$ — отношение масс электрона и иона).

Считая, что ионы находятся в тепловом равновесии с газом, имеем [11, 12]

$$\frac{\mu_i}{D_i} = \frac{e^-}{kT}. \tag{5}$$

Для электронов соотношение (5) справедливо с точностью до энергетического коэффициента Таунсенда $\eta_{\text{т}}$, равного отношению средней энергии хаотического движения электронов к средней энергии молекул [11, 12]:

$$\frac{\mu_e}{D_e} = \frac{e^-}{\eta_{\text{т}} kT}.$$

Введем характерную толщину прогретого слоя и безразмерные переменные

$$\xi_k = \frac{\lambda_b}{\rho u c_p}, \quad x = \frac{\xi}{\xi_k}, \quad \theta = \frac{T - T_0}{T_b - T_0}, \quad \eta_i = \frac{n_i}{n_{i_b}},$$

$$\eta_e = \frac{n_e}{n_{i_b}}, \quad E' = \frac{E}{E_k}, \quad E_k = 4\pi \rho_b n_{i_b} e^- \xi_k = \frac{k(T_b - T_0)\xi_k}{e^- d_b^2}.$$

Обозначим

$$\lambda' = \frac{\lambda}{\lambda_b}, \quad \bar{D} = \frac{D}{D_b}, \quad \bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_b}, \quad p' = \frac{p}{\rho_b R^0 T_b (1-\alpha)} = \frac{1}{1-\alpha},$$

$$\alpha = \frac{T_0}{T_b - T_0}, \ \mathrm{Le}^{-1} = \frac{\rho_b c_p D_b}{\lambda_b}, \quad \Gamma = \left(\frac{\xi_k}{d_b}\right)^2.$$

Индексы 0 и b означают, что значения величин берутся при температурах T_0 и T_b; E_k — некоторая характерная напряженность электрического поля, возникающая при обезразмеривании уравнения Пуассона. В частности, при $\xi_k \sim 10^{-2}$ см, $\rho_b n_{i_b} \sim 10^{12}$ см$^{-3}$ получаем $E_k \sim 1$ кВ/см. d_b — характерный дебаевский радиус, соответствующей температуре T_b—T_0 и концентрации ионов $\rho_b n_{i_b}$. При $T_b \sim 2000°$ К и $\rho_b n_{i_b} \sim 10^9 \div 10^{12}$ см$^{-3}$ имеем $d_b \sim 10^{-2} \div 5 \cdot 10^{-4}$ см. При этом второй характерный параметр задачи $\Gamma = \left(\frac{\xi_k}{d_b}\right)^2$ может быть больше и меньше единицы. Случай $\Gamma \leqslant 1$ соответствует либо небольшим значениям концентрации ионов во фронте пламени ($\rho_b n_{i_b} < 10^9$ см$^{-3}$), либо большим давлениям, когда $\xi_k < d_b$. В частности, при $p \sim 50$ атм имеем $\xi_k \sim 10^{-4}$ см.

Электрическое поле пламени, у которого отношение дебаевского радиуса к ширине зоны прогрева велико

Устремляя $\varepsilon \to 0$ и пренебрегая всеми членами, не содержащими $1/\varepsilon$, получим систему двух дифференциальных уравнений в безразмерных переменных:

$$\frac{d}{dx}\left[\mathrm{Le}_i^{-1}\bar{\rho}\bar{D}_i \frac{d\eta_e}{dx} + \frac{\Gamma}{\eta_T}\mathrm{Le}_i^{-1}\bar{\rho}\bar{D}_i \frac{1}{\theta+\alpha}\eta_e E' + \mathrm{Le}_i^{-1} k_T \bar{\rho}\bar{D}_i \frac{\eta_e}{\theta+\alpha}\frac{d\theta}{dx}\right] = 0,$$

$$\frac{\partial E'}{dx} = \bar{\rho}\,(\eta_i - \eta_e) \qquad (6)$$

с граничными условиями (с учетом (4)):

$$x = -\infty, \quad \eta_e = 0, \quad E' = 0,$$
$$x = \infty, \quad \eta_e = 1, \quad E' = 0.$$

Формально, устремляя $\varepsilon \to 0$ и пренебрегая членами, не содержащими $1/\varepsilon$, заменяем с учетом граничных условий (2) и (3) распределения температуры и концентрации ионов «ступенькой» (рис. 2)

$$\theta = \eta_i = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ 1, & x > 0 \end{cases}$$

В дальнейшем будет уточнено, при каких условиях это можно делать.

Интегрируя первое уравнение системы (6), получим

$$\frac{d\eta_e}{dx} = -\frac{\Gamma}{\eta_T}\frac{1}{\theta+\alpha}\eta_e E' - k_T \frac{1}{\theta+\alpha}\eta_e \frac{d\theta}{dx},$$

$$\frac{dE'}{dx} = \begin{cases} -\rho_0 \eta_e, & x < 0, \\ \rho_b (1-\eta_e), & x > 0, \end{cases} \qquad (7)$$

$$x = -\infty, \quad \eta_e = 0, \quad E' = 0,$$
$$x = \infty, \quad \eta_e = 1, \quad E' = 0.$$

Член, связанный с термодиффузией, равен нулю везде, кроме точки $x = 0$ (здесь он вырождается в δ-функцию), и его нужно учитывать при сшивке решений из области $x<0$ и области $x>0$. Отметим, что граничные точки $\eta_e=0$, $E'=0$ и $\eta_e=1$, $E'=0$ — особые для системы (7), причем $\eta_e=1$, $E'=0$ — особая точка типа «седло», и решение системы в области $x>0$ — сепаратриса.

Решение системы в области $x<0$:

$$E' = \frac{1}{\frac{1}{2}\frac{\Gamma}{\eta_T}(1-\alpha)\frac{1}{\alpha}x + C_0}, \quad E'(0) = \frac{1}{C_0},$$

$$\eta_e = \frac{\frac{1}{2}\frac{\Gamma}{\eta_T}(1-\alpha)}{\left(\frac{1}{2}\frac{\Gamma}{\eta_T}(1-\alpha)\frac{1}{\alpha}x + C_0\right)^2}, \quad \eta_e(0) = \frac{\frac{1}{2}\frac{\Gamma}{\eta_T}(1-\alpha)}{C_0^2}, \tag{8}$$

где C_0 неопределенная константа интегрирования. Уравнение сепаратрисы при $x>0$

$$\eta_e - \ln\eta_e = \frac{1}{2}\frac{\Gamma}{\eta_T}(1-\alpha)E'^2 + 1. \tag{9}$$

Интегрируя систему (7) в Δ-окрестности $x=0$ и делая предельный переход при $\Delta \to 0$, получим с учетом термодиффузионного потока электронов:

$$E'(0_+) = E(0_-),$$

$$\eta_e(0_+) = \eta_e(0_-)\left(1+\frac{1}{\alpha}\right)^{-k_T}.$$

Подставляя $\eta_e(0_+)$ и $E'(0_+)$ в уравнение (9) и обозначив комбинацию

$$\frac{1}{2}\frac{\Gamma}{\eta_T}(1-\alpha)\frac{1}{C_0^2} = M \qquad (M>0),$$

получим трансцендентное уравнение для определения M и, следовательно, C_0

$$M\left(1+\frac{1}{\alpha}\right)^{-k_T} - \ln\left[M\left(1+\frac{1}{\alpha}\right)^{k_T}\right] = M+1, \tag{10}$$

всегда имеющее решение и притом лишь одно (рис. 3)[1].

Если не учитывать термодиффузию, то уравнению (10) удовлетворяет значение $M=\frac{1}{e}$, где e — основание натуральных логарифмов. При этом экстремальное значение напряженности электрического поля в физических переменных (рис. 3)

$$E(0) = -\sqrt{\frac{8\pi}{e}pn_{i_b}\eta_T}, \tag{11}$$

что при $p\sim 1$ атм и $n_{i_b}\sim 10^{-8}$ дает напряженность электрического поля $\sim 0{,}2$ кВ/см (при этих же значениях n_{i_b}, $\Gamma\sim 1$).

С учетом термодиффузии получим

$$|E|_{\max} = \sqrt{\frac{8\pi}{g}pn_{i_b}\eta_T}, \tag{12}$$

где g — некоторое число ($g<e$), зависящее от $\alpha=\frac{T_0}{T_b-T_0}$ и коэффициента термодиффузии k_T, что усилит величину напряженности электрического поля при $x=0$.

---

[1] $f_1 = M+1$, $f_2 = M - \ln M$, $f_3 = M\alpha^{-k_T}(1-\alpha k_T) - \ln[M\alpha^{-k_T}(1-\alpha k_T)]$.

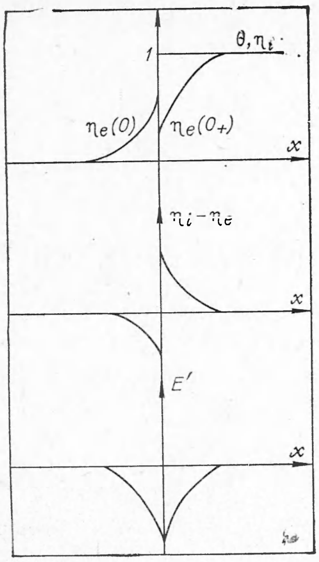

Рис. 2.

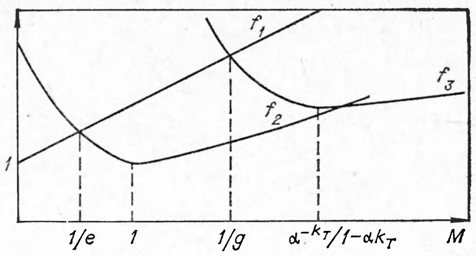

Рис. 3.

Из уравнений (8) видно, что замена профиля температуры и концентрации ионов ступенькой и полученные результаты (11) и (12) справедливы, когда полуширина электрического распределения больше характерной (михельсоновской) толщины прогретого слоя, а это условие выполняется при $\Gamma < 1$, т. е. когда концентрация заряженных частиц достаточно мала или достаточно узок прогретый слой (при больших давлениях). Экстраполяция полученных выражений к значениям $\Gamma > 1$ дает значение напряженности электрического поля порядка нескольких киловольт на сантиметр для углеводородных пламен при давлении ~ 1 атм.

Полученные формулы справедливы также в случае низких давлений, когда велик коэффициент η_T, т. е. когда средняя энергия электронов существенно превышает энергию хаотического движения молекул и ионов [2, 6—8].

Внутренняя структура распределения электронов

Определить константы C_0 и получить внутреннюю структуру электронного распределения в области, близкой к $x=0$, можно методами задач с малым параметром.

Решения, полученные по формулам (8) считаем «внешними» решениями. Вводим внутреннюю переменную $X = x/\varepsilon$ (микроскоп). Тогда уравнение диффузии электронов и уравнение Пуассона принимают вид

$$\frac{1}{\varepsilon}\frac{d}{dX}\left[\frac{1}{\varepsilon^2}\mathrm{Le}_i^{-1}\bar{\rho}\bar{D}_i\frac{d\bar{\eta}_e}{dX} + \frac{1}{\varepsilon}\mathrm{Le}_i^{-1}\bar{\rho}\bar{D}_i\frac{1}{\bar{\theta}+\alpha}\bar{\eta}_e\bar{E} + \frac{1}{\varepsilon^2}k_T\mathrm{Le}^{-1}\frac{\bar{\rho}\bar{D}_i}{\bar{\theta}+\alpha}\bar{\eta}_e\frac{d\bar{\theta}}{dX}\right] +$$
$$+ \bar{W}_1 = 0, \qquad \frac{d\bar{E}}{dX} = \varepsilon\bar{\rho}\left(\bar{\eta}_i - \bar{\eta}_e\right). \tag{13}$$

Здесь $\bar{W}_1$ — скорость ионообразования во внутренней области, а $\bar{\eta}_e(X)$, $\bar{E}(X)$ и $\bar{\theta}(X)$ — безразмерные концентрация электронов, напряженность электрического поля и температура во внутренней области. Из уравнения Пуассона в первом приближении в соответствии с методами малого параметра получаем, что напряженность поля во внутренней области постоянна и равна, следовательно, $E'(0) = \frac{1}{C_0}$. Тогда, оставляя в первом приближении в системе (13) члены с одинаковым порядком по ε и интегрируя, получим уравнение

$$\frac{d\bar{\eta}_e}{dX} + k_T\bar{\eta}_e\frac{d\ln(\bar{\theta}+\alpha)}{dX} - C_2(\bar{\theta}+\alpha)^{1/2}, \tag{14}$$

где C_2 — неопределенная константа интегрирования. Учли также, что во внутренней области

$$\overline{\rho}\overline{D} \sim (\overline{\theta}+\alpha)^{-1/2}.$$

Решение уравнения (14) принимает вид:

$$\overline{\eta}_e = \left(\overline{\theta} + \alpha\right)^{-k_T}\left[C_1 + C_2 \int \left(\overline{\theta} + \alpha\right)^{k_T+1/2} dX\right]. \tag{15}$$

Неопределенный интеграл в формуле (15) не берется в элементарных функциях даже если профиль температуры михельсоновский, но важно для решения найти лишь константы C_1 и C_2 для сращивания внешнего (из формул (8)) и внутреннего решения и получения C_0.

Делая разложение по $\overline{\theta}(X)$ при больших отрицательных X, где $\overline{\theta}(X)$ мало даже по сравнению с α, и интегрируя, получаем внешний левый предел внутреннего решения

$$X \to -\infty, \quad \overline{\eta}_d \to C_1\alpha^{-k_T}, \quad \frac{d\overline{\eta}_e}{dX} \to C_2\alpha^{1/2}.$$

Вблизи $X=0$, там, где $\overline{\theta}(X)$ близко к 1, делается разложение по α и получается правый предел внутреннего решения

$$X \to 0, \quad \overline{\eta}_e \to (1-k_T\alpha)\, C_1.$$

Используя принцип предельного сращивания [13], получаем систему трех уравнений для определения констант C_0, C_1 и C_2

$$\frac{1}{2}\,\frac{\Gamma(1-\alpha)}{C_0^2} = C_1\alpha^{-k_T},$$

$$C_2\alpha^{1/2} = -\frac{\Gamma^2}{2}\,\frac{1-\alpha}{\alpha}\,\frac{1}{C_0^3},$$

$$(1-k_T\alpha)\,C_1 - \ln\left[(1-k_T\alpha)\,C_1\right] = \frac{1}{2}\,\Gamma(1-\alpha)\,\frac{1}{C_0^2} + 1.$$

Обозначая комбинацию $\frac{1}{2}\,\Gamma(1-\alpha)\,\frac{1}{C_0^2} = M$ и исключая C_1 и C_2, получим уравнение

$$M\alpha^{k_T}(1-k_T\alpha) - \ln\left[M\alpha^{k_T}(1-k_T\alpha\right] = M + 1,$$

что совпадает с уравнением (10), если в нем сделать разложение по α. Графически решение во внутренней области представлено на рис. 4.

Зная распределение электронной плотности и напряженности электрического поля (8), можно проинтегрировать уравнение теплопроводности с учетом джоулева источника тепла. Это даст увеличение температуры на несколько процентов, и таким образом энергия, затраченная на ионизацию частично, возвращается в пламя вследствии появления электрического тока.

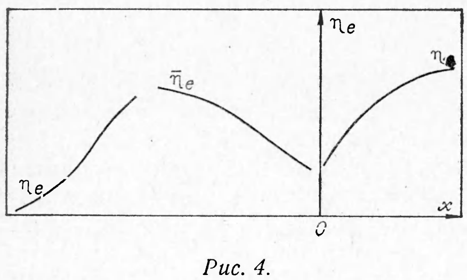

Рис. 4.

В заключение авторы выражают признательность Ю. П. Райзеру за сделанные замечания и ценные обсуждения.

Поступила в редакцию
5/VIII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. М. Степанов, Б. Г. Дьячков. Ионизация в пламени и электрическое поле. М., «Металлургиздат», 1968.
2. H. C. Jaggers. A. von Engel. Combustion and Flame, 1971, 16, 3, 275.
3. R. J. Bowser, F. J. Weinberg. Combustion and Flame,1972, 18, 2, 296.
4. Г. Д. Саламандра. ФГВ, 1969, 5, 2, 189.
5. Н. А. Исаев, Ю. А. Максимов, С. А. Абруков. В сб. «Физика вибрационного горения и методы ее исследования». Чебоксары, изд. ЧГУ, 1971.
6. T. M. Sugden. 10-th Symp. on Combustion. Cambridge, 1964, 539.
7. N. R. Mykherjee, T. Fueno a. o. 8-th Symp. on Combustion. Baltimore. 1962, 1.
8. Е. С. Семенов, А. С. Соколик. ФГВ, 1970, 6, 1, 37.
9. Э. Н. Таран. ФГВ, 1971, 7, 1, 99.
10. А. Г. Гейдон, Х. Г. Вольфхард. Пламя, его структура, излучение и температура. М., «Металлургиздат», 1959.
11. И. Мак-Даниэль. Процессы столкновения в ионизованных газах. М., «Мир», 1967.
12. С. Чепмен, Т. Каулинг. Математическая теория неоднородных газов. М., ИЛ, 1960.
13. М. Ван-Дайк. Методы возмущений в механике жидкости. М., «Мир», 1967.

УДК 536.46

О ЗОНДОВЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ ИОНИЗАЦИИ В ПЛАМЕНИ

В. П. Богословский, В. В. Зайчиков, И. Б. Самойлов

(Москва)

Механизм хемионизации в углеводородных пламенах в настоящее время в общих чертах установлен [1]. Подробно изучена также связь между хемионизацией и другими параметрами в пламени [2—4]. Все это позволяет использовать метод ионизационного зонда для изучения структуры пламени, что особенно важно в случае турбулентного горения. Однако общепризнанных результатов в этой области с помощью зондовой методики получено не было [5]. Одной из причин, обусловивших отсутствие надежных результатов, является наличие лишь качественных представлений о работе зонда в пламени. Нет, в частности, теории, которая позволила бы количественно сопоставить ионизационные измерения в ламинарном и турбулентном пламенах, хотя расчеты и эксперимент показывают [6, 7], что величина тока на зонд существенно зависит от числа Re в плазме.

В данной работе экспериментально рассматриваются особенности зондовой методики, которые могут оказать влияние на величину тока при измерениях в турбулентном пламени. Изучаются переходные процессы в системе зонд — пламя, влияние температуры зонда, турбулентности в пламени, а также конструктивных элементов зондовой методики на измерения.

Динамические свойства системы зонд — пламя — опорный электрод. Изучению переходных процессов в газоразрядной плазме посвящено довольно много работ (см. обзор [8]). При постановке аналогичной работы с пламенем авторы стремились выяснить, наблюдаются ли при измерениях в нем эффекты, связанные с быстрым изменением свойств пламени (или потенциала зонда), что характерно, например, для турбулентного пламени.

Измерения проводились в пламени бунзеновской горелки. Ионизационные зонды представляли собой стержни из проволоки диаметром от 0,5 до 1 мм, которые вводились в пламя (рис. 1). При измерениях на